

© 1992

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ F_2^+ И F_2 ЦЕНТРОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Л. А. Лисицина, И. В. Красноусов, В. М. Рейтеров

Методами импульсной спектроскопии с временным разрешением исследованы процессы создания и разрушения F_2^+ и F_2 центров во временном интервале 10^{-8} — 10^2 с после действия импульса электронов наносекундной длительности на кристалл LiF с предварительно наведенными центрами окраски. На основании проведенных исследований делается вывод об образовании F_2^+ центров в излучательном состоянии при локализации зонных и автолокализованных дырок на F_2 центрах.

Доказано, что излучательное синглетное состояние F_2 центра возникает в процессе локализации зонного электрона на F_2^+ центре и дырки на F_2^- центре. Предложен механизм температурного тушения синглетной радиолуминесценции, в основе которого лежит термоактивируемый переход F_2 центра в триплетное состояние из более высоколежащего уровня, чем излучательный синглетный.

Методами импульсной спектроскопии с временным разрешением в интервале температур 80—300 К изучалась кинетика радиолуминесценции (РЛ) кристалла LiF в спектральной области 600—1000 нм и релаксация поглощения в максимумах F_2^+ , F_2 , F_2^- полос во временном интервале 10^{-8} — 10^2 с после окончания действия импульса радиации (ИР). Исследовались кристаллы LiF с содержанием кислорода, по данным протон-активационного анализа, менее $1 \cdot 10^{-5}$ мол. % с предварительно наведенными F , F_2 , F_2^+ центрами. Облучение кристаллов производилось импульсами электронов с параметрами: $t = (1-2) \cdot 10^{-8}$ с, $E_{\text{ср}} = 0.2$ МэВ, плотность энергии в импульсе 0.01—0.3 Дж·см $^{-2}$.

Предварительное наведение центров окраски осуществлялось либо облучением кристалла при 250 К с последующим кратковременным нагревом до 300 К, либо облучением кристалла при 300 К с последующей выдержкой в темноте в течение суток. В зависимости от способа окрашивания в кристалле создавались F , F_2 и F_2^+ центры в соизмеримых количествах либо только F и F_2 центры при $[F_2^+] = 0$. Доза предварительного облучения не превышала $5 \cdot 10^4$ Гр, при этом в кристалле F_3^+ центры практически отсутствовали ($\Delta W(F_2) = 0.176$ эВ при 300 К), а F_3^- центры за время действия ИР не образовывались. Таким образом, при исследовании абсорбционных и излучательных характеристик F_2^+ центров удалось избежать влияния F_3^- центров, поглощение и излучение которых практически совпадает по спектральному составу с соответствующими характеристиками F_2^+ центров.

1. Результаты исследований

Воздействие при 80 К ИР на кристалл, содержащий предварительно наведенные F и F_2 центры, приводит к следующим изменениям абсорбционных и излучательных свойств кристалла. За время действия ИР увеличивается погло-

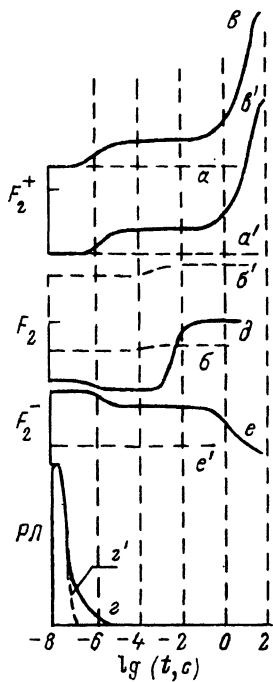


Рис. 1. Кинетики релаксации поглощения в максимуме F_2^+ (а, а', в, в'), F_2 (б, б', д) и F_2^- (е, е') полос при 80 (а, а', б, б', е') и 300 К (в, в', д, е) в спектре кристаллов, содержащих предварительно созданные F , F_2 (а, б, в) и F_2^+ (а', б', в', д, е, е') центры.

е', е — импульс свечения на 670 нм при воздействии импульса радиации при 80 и 300 К соответственно.

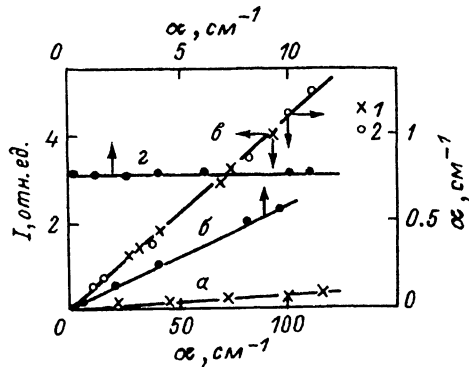


Рис. 2. Зависимость эффективности образования F_2^+ центров за время действия импульса радиации (2в) и интенсивности РЛ на 670 (а, б) и 910 нм (в, г) от концентрации предварительно созданных в кристалле F_2 центров (а, в, г) при $[F_2^+] = 0$ и F_2^- центров (б, г) при $[F_2] = \text{const}$.

чение в максимуме F_2^+ полосы и уменьшается в максимуме F_2 полосы с частичным его восстановлением в миллисекундном временном интервале после окончания действия ИР (рис. 1, а, б). Спектр свечения такого кристалла, возбуждаемый ИР, состоит из полос с положением максимумов на 670 и 910 нм и совпадает со спектром свечения кристалла, содержащего F_2 и F_2^+ центры, при фотовозбуждении в F_2 полосе [1].

Воздействие ИР при 80 К на кристалл, содержащий предварительно наведенные F , F_2 и F_2^+ центры при тех же концентрациях предварительно наведенных F и F_2 центров, что и в опытах, описанных выше, не приводит к изменению спектрального состава свечения кристалла, изменяется только соотношением интенсивностей полос: возрастает свечение на 670 нм. В кинетических кривых релаксации поглощения в максимумах F_2^+ и F_2 полос по сравнению с вышеописанным наблюдаются следующие изменения. На кинетике релаксации поглощения как в F_2^+ , так и в F_2 полосе меняется знак процессов в наносекундном временном интервале: на фоне создания радиацией F_2^+ центров преобладающим становится процесс разрушения предварительно накопленных F_2^+ центров, а на фоне разрушения F_2 центров преобладающим становится процесс их создания (рис. 1, а', б'). (Описанный эффект наблюдается при $[F_2^+]/[F_2] \geq 0.3$. При меньших значениях этого соотношения преобладающим остается процесс разрушения F_2 центров за время действия ИР). В кристаллах, содержащих предварительно накопленные F_2^+ центры, при прочих равных условиях за время действия ИР возникает поглощение в области F_2^- полосы (рис. 1, е').

Воздействие ИР при 300 К на кристаллы, содержащие как F и F_2 , так и F , F_2 , F_2^+ центры, не приводит к изменению спектрального состава свечения кристалла по сравнению с измеренным при 80 К, имеет место только уменьшение

интенсивности свечения в обеих полосах. На кинетических кривых релаксации поглощения в F_2^- и F_2 полосах по сравнению с 80 К наблюдаются следующие изменения. При 300 К имеет место образование F_2^+ центров как в наносекундном, так и микросекундном и секундном временных интервалах после окончания действия ИР (рис. 1, *а*). Если в кристалле присутствуют предварительно накопленные F_2^+ центры, кинетика релаксации поглощения в F_2^+ полосе свидетельствует как о наличии процессов создания новых F_2^+ центров в трех временных интервалах, так и о разрушении предварительно накопленных F_2^+ центров за время действия ИР (рис. 1, *а'*).

Вид кинетики релаксации поглощения в F_2 полосе при 300 К не зависит от содержания F_2^+ центров в кристалле и имеет вид, изображенный на рис. 1, *б*, и по сравнению с кинетикой при 80 К содержит дополнительную стадию разрушения F_2 центров в микросекундном временном интервале после окончания ИР. Увеличение концентрации F_2^+ центров при 300 К приводит к незначительному уменьшению амплитудного значения наносекундной и к увеличению амплитуды миллисекундной составляющих. При 300 К по сравнению с 80 К увеличивается поглощение в максимуме F_2^- полосы и появляется несколько стадий пострадиационного его уменьшения (рис. 1, *б*).

С целью установления механизма РЛ нами исследовались зависимости интенсивности свечения в каждой из наблюдаемых полос в температурном интервале 80—300 К от концентрации и типа предварительно наведенных в кристалле центров окраски. Результаты таких исследований представлены на рис. 2—4.

Как следует из рис. 2, интенсивность свечения как на 670 нм, так и на 910 нм пропорциональна концентрации предварительно наведенных F_2 центров при отсутствии в кристалле предварительно наведенных F_2^+ центров (рис. 2, кривые *а*, *1а*). Обнаружено, что при $[F_2] = \text{const}$ увеличение в кристалле концентрации предварительно накопленных F_2^+ центров приводит к увеличению свечения на 910 нм и не влияет на интенсивность свечения на 670 нм (рис. 2, *б*, *2*). Установлена корреляция между числом созданных за время действия ИР F_2^+ центров и интенсивностью свечения на 910 нм (рис. 2, кривые *1а*, *2а*). (Каждая точка на рис. 2 получена при измерении результатов воздействия единичного ИР на кристалл с заданной концентрацией центров окраски).

При последовательном облучении кристалла серией ИР получены следующие закономерности. Обнаружена корреляция между числом F_2 центров, имеющихся в кристалле к моменту воздействия ИР, и интенсивностью возбуждаемого этим ИР свечения на 910 нм. Данная закономерность прослеживается как в процессе накопления F_2 центров при 300 К, когда $[F_2^+] \neq 0$ (рис. 3, *а*, *2*), так и в процессе разрушения F_2 центров при облучении серией ИР при 80 К кристалла, содержащего только F и F_2 центры (рис. 3, кривые *б*, *1б*). Обнаружена корреляция между числом создаваемых за время между двумя последовательными ИР F_2^+ центров и интенсивностью свечения, возбуждаемого следующим ИР на 670 нм (рис. 3, *б*, *в*). (Как уже отмечалось выше, при высокоинтенсивном электронном облучении, используемом нами, каждый следующий ИР разрушает все созданные к началу его действия F_2^+ центры). При отсутствии предварительно наведенных в кристалле F_2^+ центров интенсивность свечения на 670 нм пропорциональна концентрации F_2 центров, накопленных в кристалле к моменту воздействия ИР (рис. 3, кривые *1в*, *2в*).

Из совокупности результатов (рис. 2 и 3) можно сделать следующие выводы. Интенсивность свечения на 670 нм, возбуждаемого ИР, определяется концентрацией имеющихся в кристалле F_2 центров при $[F_2^+] = 0$ и концентрацией F_2^+

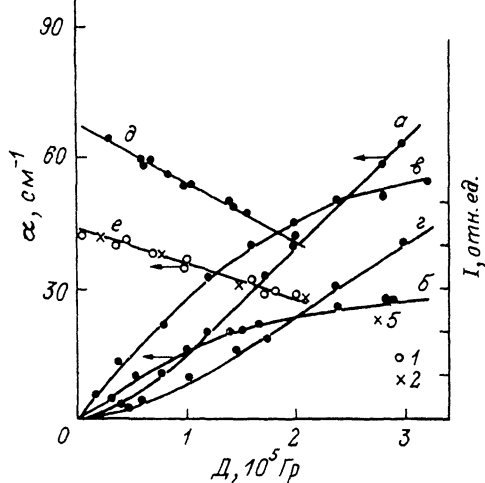


Рис. 3. Дозные зависимости концентрации F_2 (а, е), F_2^+ (б) центров, интенсивности РЛ на 670 нм (в, з) и 910 нм (з, д) при 300 (а, б, в, з) и 80 К в предварительно облученном при 300 К кристалле (е, д).

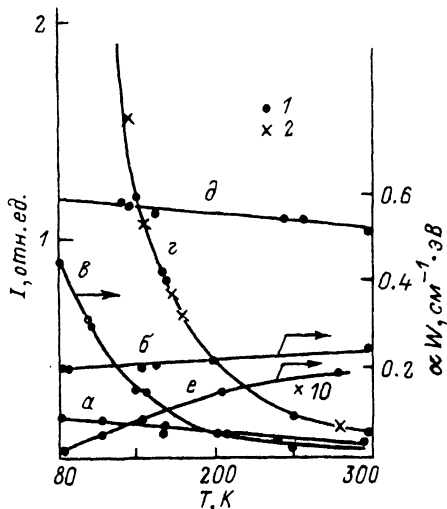


Рис. 4. Температурные зависимости эффективности образования за время действия ИР F_2^+ (б), F_2 (в), F_2^- (е) центров и интенсивности РЛ на 910 нм (а) и 670 нм (з) и ФЛ на 670 нм (д) в кристаллах, содержащих равные концентрации F_2 центров при $[F_2^+] = 0$ (а, б, з, д) и $[F_2^+] \neq 0$ (в, з).

центров, предварительно созданных в кристалле, при $[F_2] = \text{const}$. В кристалле, одновременно содержащем F_2 и F_2^+ центры, в процессе облучения серией ИР при 300 К интенсивность свечения на 670 нм отслеживает изменение с ростом дозы концентрацию F_2^+ центров, хотя имеет место и увеличение числа накапливаемых в кристалле F_2 центров (рис. 3). Интенсивность свечения на 910 нм определяется концентрацией предварительно созданных F_2 центров, пропорциональна числу F_2^+ центров, образуемых за время действия ИР, и не зависит от концентрации предварительно наведенных F_2^+ центров.

Нами исследовано влияние температуры облучения на интенсивность РЛ и концентрацию наводимых радиацией F_2^+ , F_2 и F_2^- центров. Как следует из рис. 4, з, интенсивность свечения на 670 нм уменьшается более чем на порядок с ростом температуры кристалла при облучении. Оказалось, что температурные зависимости одинаковы для кристаллов, содержащих и не содержащих F_2^+ центры (на рис. 4 кривые 1з, 2з нормированы), и подобны температурной зависимости числа F_2 центров, создаваемых ИР в наносекундном временном интервале (рис. 4, в). (Метод оценки числа созданных за время действия ИР F_2 центров в кристалле, содержащем F_2^+ центры, описан нами в [2]). Как оказалось, интенсивность ФЛ на 670 нм, возбуждаемой в F_2 полосе, от температуры практически не зависит (рис. 4, д), как и длительность свечения ФЛ по данным [3].

Температурная зависимость интенсивности РЛ на 910 нм представлена на рис. 4, а и свидетельствует об уменьшении интенсивности в ~ 2.5 раза с ростом температуры облучения в области 80—300 К. Подобный характер имеет и температурная зависимость интенсивности ФЛ на 910 нм, возбуждаемой в F_2^+ полосе, по данным [1]. Хорошее совпадение этих зависимостей при совпадении характеристических времен свечения РЛ и ФЛ на 910 нм свидетельствует о том, что число центров, создаваемых ИР и ответственных за РЛ на 910 нм, от температуры

облучения не зависит. Поскольку существует корреляция между интенсивностью свечения на 910 нм и числом F_2^+ центров, создаваемых за время действия ИР (рис. 2, кривая 2е), следует предполагать температурно-независимым процесс создания светящихся F_2^+ центров. И действительно, представленные на рис. 4, б результаты свидетельствуют о слабом влиянии температуры облучения на эффективность образования F_2^+ центров в наносекундном временном интервале (увеличение на 20 % при 300 К).

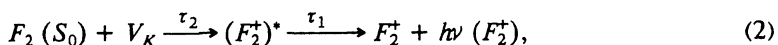
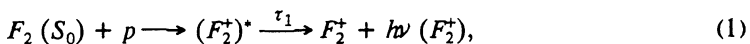
При исследовании влияния температуры на кинетические характеристики возбуждаемой РЛ установлено, что при 80 К импульс свечения как на 670 нм, так и на 910 нм практически повторяет импульс облучения. При температуре выше 150 К появляется инерционная составляющая со временем релаксации, одинаковым для обоих полос и равным 1—3 мкс при 300 К (рис. 1, з, з'). Амплитуда инерционной составляющей при 300 К не превышает 10 % от суммарной интенсивности свечения для каждой из полос.

2. Обсуждение результатов

Изложенные выше экспериментальные факты свидетельствуют о том, что воздействие ИР на предварительно облученный кристалл приводит к возникновению свечения, спектр которого состоит из двух полос с максимумами на 670 и 910 нм. Интенсивность свечения определяется температурой кристалла при облучении, соотношением концентрации предварительно наведенных F_2^- и F_2^+ центров и имеет два компонента: безынерционный по отношению к длительности ИР и инерционный с τ порядка единиц микросекунд при 300 К, вклад которого увеличивается с ростом температуры в области 150—300 К. Одновременно с появлением свечения в кристалле протекают следующие процессы: безынерционные по отношению к действию ИР — создание новых и разрушение предварительно накопленных F_2^+ и F_2^- центров, создание F_2^- центров; в микросекундном временном интервале после окончания ИР — отжиг F_2^- и F_2^+ центров и образование F_2^+ центров.

Совокупность представленных в работе результатов позволяет предложить следующие механизмы РЛ на 910 и 670 нм в кристалле LiF.

Свечение на 910 нм возникает при локализации зонной или автолокализованной дырки на F_2^- центре, находящемся в основном синглетном состоянии S_0 , с образованием F_2^+ центра в излучательном состоянии



где τ_1 , τ_2 — радиационное время жизни F_2^+ центра и время жизни V_K центра соответственно; p , V_K — зонная и автолокализованная дырка соответственно.

Доказательством предложенного механизма возбуждения свечения являются следующие экспериментальные факты: 1) образование F_2^+ центров за время действия ИР и в микросекундном временном интервале после воздействия радиации (рис. 1, а, а', а'); 2) зависимость интенсивности свечения на 910 нм от концентрации предварительно наведенных в кристалле F_2^- центров (рис. 2, кривая 1в; рис. 3, кривые д и 2е, а, з); 3) корреляция между интенсивностью свечения на 910 нм и числом образованных за время действия ИР F_2^+ центров (рис. 2, кривая 2в); 4) прямо пропорциональная зависимость выхода числа

образованных по (1), (2) F_2^+ центров от плотности энергии радиации в импульсе в интервале $0.01-0.3 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$; 5) возникновение инерционного компонента свечения с τ_2 , близким по величине времени жизни V_K центров при соответствующей температуре [4]. (Отсутствие предполагаемого [5] скачка в увеличении интенсивности свечения на 910 нм при температуре делокализации V_K центров обусловлено малым вкладом амплитуды инерционного компонента свечения в суммарную интенсивность; рис. 1, з).

Отсутствие зависимости интенсивности свечения на 910 нм от концентрации предварительно созданных F_2^+ центров (рис. 2, з) говорит о малой вероятности возбуждения F_2^+ центров в результате неупругого рассеяния на них зонных электронов.

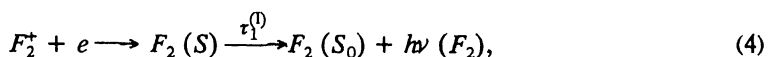
Как было описано выше, под действием ИР имеет место образование F_2^+ центров в трех временных интервалах после его окончания: в наносекундном, микросекундном и секундном (рис. 1, в, в'). В соответствии с (1) и (2) в наносекундном и микросекундном временных интервалах при локализации дырок на F_2 центрах F_2^+ центры образуются в излучательном состоянии. Следует полагать, что реакция $F + \alpha \rightarrow F_2^+$ в секундном временном интервале после воздействия ИР приводит к образованию F_2^+ центров в основном состоянии. Изложенные в настоящей работе экспериментальные результаты не подтверждают предложенный в [6] механизм безынерционного образования F_2^+ центров в основном состоянии по реакции:



где α — анионная вакансия, e^0 — экситон.

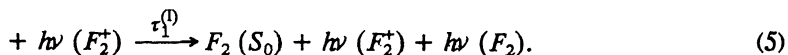
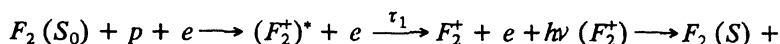
В самом деле, по (3) выход F_2^+ центров определяется вероятностью пространственного разделения $F_2^+ - H$ пар, которая будет возрастать с увеличением температуры кристалла при облучении. Представленные же на рис. 4, б результаты свидетельствуют об отсутствии влияния температуры на эффективность образования за время действия ИР F_2^+ центров. Как установлено дополнительными экспериментами, характер этой температурной зависимости не меняется и при введении в кристалл дополнительного числа α -центров. (Исследовались кристаллы LiF, содержащие кислород в количестве 0.5 мол. %).

Относительно процессов, приводящих к свечению на 670 нм, можно сказать следующее. Имеющийся набор экспериментальных фактов подтверждает высказанное в [5] предположение об образовании F_2 центров в излучательном синглетном состоянии при локализации зонного электрона на F_2^+ центре

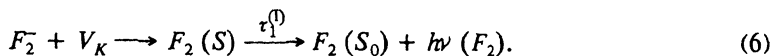


где $\tau_1^{(1)}$ — радиационное время жизни F_2 центра.

Мы полагаем, что в кристалле, не содержащем F_2^+ центры, свечение на 670 нм имеет место при последовательной локализации дырки и электрона на F_2 центре в основном синглетном состоянии



Инерционный компонент свечения на 670 нм, по-видимому, возникает в процессе захвата автолокализованной дырки на F_2^- центре, созданном за время действия ИР

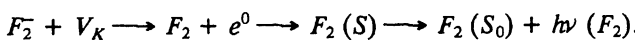


Доказательством предложенных механизмов служат следующие экспериментальные факты: 1) прямая пропорциональная зависимость интенсивности свечения на 670 нм от концентрации F_2^+ центров, предварительно накопленных в кристалле (рис. 2, б; рис. 3, кривые б, в); 2) корреляция между дополнительным к имеющимся числом образованных за время действия ИР $F_2(S_0)$ центров по (4) и интенсивностью свечения на 670 нм (рис. 4, кривые а, 2з); 3) корреляция между интенсивностью свечения на 670 нм и концентрацией предварительно накопленных в кристалле F_2 центров при $[F_2^+] = 0$ (рис. 2, а); 4) зависимость количества промежуточных продуктов реакции (5) от длительности ИР при $T = \text{const}$. Как было обнаружено нами, увеличение длительности ИР с 10 до 20 нс при сохранении постоянства плотности энергии, поглощаемой кристаллом за ИР, привело при 300 К к уменьшению в ~ 2.2 раза числа созданных по (5) F_2^+ центров при неизменной величине интенсивности свечения F_2^+ центров. Этот эффект становится очевидным, если принять во внимание тот факт, что только после перехода F_2^+ центра в основное состояние имеет место последующая локализация на нем электрона. Тогда чем короче ИР по отношению к τ_1 , тем выше будет энергетический выход промежуточных продуктов (F_2^+ центров) по реакции (5) ($\tau_1 = 14$ нс при 300 К по данным [7]).

В пользу реакции (6) говорит совпадение временного интервала пострадиационного отжига F_2^- центров и возникновения инерционного компонента свечения на 670 нм (рис. 1, е, з), а также увеличение вклада микросекундного компонента свечения в той же области температур, в какой имеет место увеличение эффективности образования F_2^- центров с ростом температуры облучения (рис. 4, е).

Таким образом, исследованиями ФЛ на 670 нм [1] однозначно определено, что ее причиной является излучательный переход электрона по подуровню F_2 центра. Появление РЛ на 670 нм говорит о создании F_2 центров в излучательном состоянии под действием радиации. Изложенные выше экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что излучательное состояние F_2 центра возникает в процессе локализации зонного электрона на F_2^+ центре по (4), дырки на F_2^- центре по (6), при последовательном захвате дырки и электрона на F_2 центре по (5).

Не ясен пока механизм передачи энергии F_2 центру в (6) и F_2^+ центру в (1), (2). Можно лишь полагать, что при захвате дырки на дефекте имеет место образование промежуточного продукта — экситона — и последующая обменно-резонансная передача его энергии образованному центру. Тогда, например, (6) может быть записано как



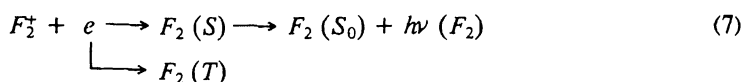
Однако имеющийся экспериментальный материал недостаточен для окончательных выводов.

Необходимо отметить, что эффективность возбуждения свечения F_2 центров по (5) низка, поскольку мала эффективность процесса образования F_2^+ центров по (1). Как показали проведенные нами оценки, число F_2^+ центров, образованных за время действия ИР по (1), на порядок меньше числа F_2^+ центров, образуемых

пострадиационно в секундном временном интервале по реакции $F + \alpha \rightarrow F_2^+$. Именно это обстоятельство является причиной того, что дозная зависимость выхода РЛ F_2 центров на рис. 3, в отсלживается дозную зависимость числа F_2^+ центров, образующихся в кристалле за время между двумя последовательными ИР (рис. 3, б), а не дозную зависимость числа накапливаемых F_2 центров (рис. 3, а).

Необходимо отметить, что вероятность заселения излучательного уровня F_2 центра в процессе неупругого рассеяния электронов, вообще говоря, не равна нулю. Однако появление F_2^+ центров за время действия ИР и уменьшение их энергетического выхода с увеличением длительности ИР свидетельствует в пользу поэтапной сборки электронно-дырочной пары на F_2 центре по (5).

Относительно механизмов температурного тушения РЛ F_2 и F_2^+ центров имеющиеся экспериментальные результаты позволяют сделать следующие предположения. Как показано нами в [8], в общем случае локализация электронов на F_2^+ центрах приводит к образованию F_2 центров в возбужденном синглетном и в триплетном состояниях



Эффективность локализации электрона на F_2^+ центре не зависит от температуры, однако ее изменение приводит к изменению соотношения между количеством образуемых продуктов реакции (7). Увеличение температуры в области 80—200 К приводит к росту эффективности образования F_2 центров в триплетном состоянии и к уменьшению эффективности образования F_2 центров в излучательном синглетном состоянии. Тогда температурное тушение РЛ F_2 центров (рис. 4, з) скорее всего обусловлено безызлучательным переходом системы F_2^+e в триплетное состояние в результате релаксации решетки в области дефекта и флип-эффекта.

Температурная зависимость РЛ F_2 центров при отсутствии предварительно накопленных F_2^+ центров в кристалле обусловлена теми же процессами, но развивающимися на F_2^+ центрах как промежуточных продуктах захвата дырки и электрона на F_2 центре.

Несовпадение температурных зависимостей ФЛ и РЛ F_2 центров (рис. 4, кривые з, д) свидетельствуют о том, что переход системы (F_2^+e) в триплетное состояние осуществляется не с $^1\Sigma_u^-$ уровня синглетного состояния, а более высоколежащего.

Относительно механизма температурного тушения РЛ на 910 нм можно сказать следующее. Несовпадение скоростей температурного тушения свечения на 910 и 670 нм является свидетельством в пользу того, что температурная зависимость интенсивности свечения на 910 нм, возбуждаемого радиацией, не есть результат реабсорбции свечения F_2 центров, как это наблюдается при оптическом возбуждении в F_2 полосе [1]. Совпадение скоростей температурного тушения РЛ и ФЛ на 910 нм свидетельствует, во-первых, о температурной независимости процесса радиационного создания F_2^+ центров в излучательном состоянии и, во-вторых, о наличии одинаковых каналов диссипации энергии с ростом температуры как при фотовозбуждении, так и радиационном возбуждении F_2^+ центров. Необходимы дальнейшие исследования этих процессов.

В заключение авторы выражают признательность В. М. Лисицыну и В. Ю. Яковлеву, принявших участие в обсуждении полученных результатов.

Список литературы

- [1] Nahum J. // Phys. Rev. 1968. V. 158. N 3. P. 814—825.
- [2] Лисицына Л. А., Кравченко В. А., Рейтеров В. М. // Тез. докл. V Всес. совещ. «Радиационные гетерогенные процессы». Кемерово, 1990. Ч. I. С. 71—72.
- [3] Kuroiori J., Kanasaki T., Jmai G., Takenchi N. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1988. V. 21. P. L397—L402.
- [4] Алукер Э. Д., Лусис Д. Ю., Чернов С. А. Электронные возбуждения и радиoluminesценция щелочно-галогидных кристаллов. Рига: Зинатне, 1979. 244 с.
- [5] Лобанов Б. Д., Максимова Н. Т., Щепина Л. И. // Опт. и спектр. 1981. Т. 51. № 5. С. 1104—1105.
- [6] Александров Ю. М., Лущик И. Б., Махов В. Н., Сырейщикова Т. И., Якименко М. Н. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 6. С. 1636—1700.
- [7] Bosi L., Bussolati C., Spinolo G. // Phys. Lett. 1970. V. 32A. N 3. P. 159—160.
- [8] Лисицына Л. А., Кравченко В. А., Рейтеров В. М. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 3. С. 786—790.

Томский
инженерно-строительный институт

Поступило в Редакцию
13 сентября 1991 г.

